



## Interactions fortes 1: ions lourds - Introduction

C. Suire

### ► To cite this version:

C. Suire. Interactions fortes 1: ions lourds - Introduction. 15èmes Journées Jeunes Chercheurs 2006, Dec 2006, La Rochelle, France. pp.133-138. in2p3-00193629

**HAL Id: in2p3-00193629**

**<https://hal.in2p3.fr/in2p3-00193629>**

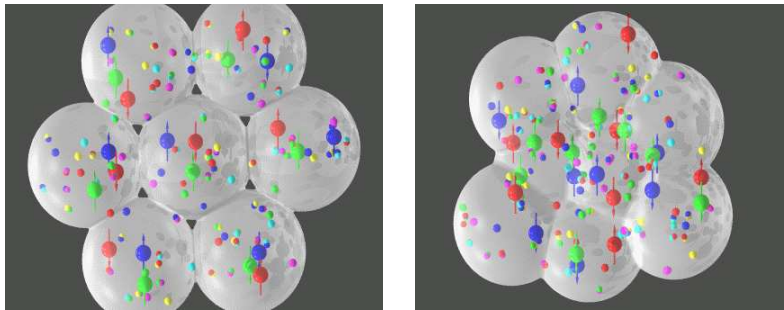
Submitted on 4 Dec 2007

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

## Première partie

# INTERACTIONS FORTES I : IONS LOURDS



Représentation de la matière nucléaire normale (à gauche) et de la matière nucléaire déconfinée (à droite)



## Introduction

Christophe SUIRE

IPNO, Institut de Physique Nucléaire d'Orsay



### Résumé

“When the energy density exceeds some typical hadronic value ( $\sim 1 \text{ GeV/fm}^3$ ), matter no longer exists of separate hadrons (protons, neutrons, etc), but as their fondamental constituents, quarks and gluons. Because of the apparent analogy with similar phenomena in atomic physics we may call this phase of matter the QCD (or Quark Gluon) plasma” [1].

### 1.1 Introduction

Les collisions d'ions lourds<sup>1</sup> ultra-relativistes produites dans les accélérateurs visent à recréer un état de la matière qui aurait existé dans les premières microsecondes suivant le Big-Bang. Une matière ultra-dense/chaude dans laquelle les quarks évoluent librement sur de grandes distances (i.e. grandes par rapport à la dimension d'un nucléon). Au delà de la transition de phase entre les quarks de l'univers primordial et les hadrons que nous observons aujourd'hui, l'étude du PQG trouve ses ramifications dans notre connaissance de la théorie de l'interaction forte (Quantum Chromodynamics ou QCD), dans l'exploration du diagramme de phase de la matière nucléaire ou encore dans la composition (supposée) d'objets cosmologiques denses. Rappelons enfin que le mécanisme de génération de la masse de toute la matière baryonique (quarks u et d) se cache dans la brisure de la symétrie chirale et la structure du vide de QCD ; domaines complexes dans lesquels les propriétés du PQG pourraient apporter un éclairage nouveau.

### 1.2 L'interaction forte à haute énergie

La théorie qui régit les interactions des quarks et des gluons est la ChromoDynamique Quantique. Cette théorie est capable d'expliquer les propriétés des hadrons et de la matière nucléaire jusqu'à de très hautes températures ; le domaine qui va nous intéresser plus particulièrement ici. Les bases de QCD remontent aux années 70 ; les nombreux résultats d'expérience de diffusion profondément inélastique (ou DIS pour Deep Inelastic Scattering) ont mis en évidence la structure composite du nucléon en le bombardant avec des électrons

<sup>1</sup>Dans la suite, le terme ions lourds ou noyaux lourds sera employé indifféremment ; aux énergies considérées, les ions sont complètement épeluchés.

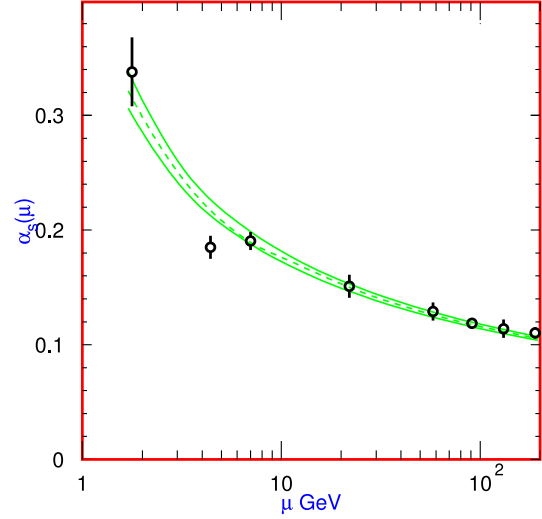


FIG. 1.1 – Évolution de la valeur de la constante de couplage  $\alpha_s(\mu)$  de l'interaction forte en fonction de l'énergie  $\mu$ , à laquelle la mesure est effectuée. Figure extraite de [2].

( $E_{e^-} \sim 20 \text{ GeV}$ ). Les partons (nom générique donné aux constituants du noyau à cette époque) étaient nés.

Sur la base du lagrangien de QED (Quantum ElectroDynamics), le lagrangien de QCD fut construit pour décrire les interactions entre partons. Si QCD est une théorie de jauge comme QED, elle possède une différence remarquable liée au fait que les gluons (véhicules de l'interaction forte) peuvent interagir entre eux : QCD est une théorie de jauge non-abélienne. L'une des propriétés les plus intéressantes de l'interaction forte provient du fait que la constante de couplage varie en fonction de l'échelle d'énergie de l'interaction considérée, comme illustré sur la figure 1.1. À courtes distances (hautes énergies), la réduction de la constante de couplage ( $\alpha_s(\mu = M_Z) = 0,118 \pm 0,003$ ) conduit au phénomène de liberté asymptotique, i.e. les quarks peuvent être considérés comme quasi-libres. De ce fait, une approche perturbative (pQCD) de la dynamique des quarks et des gluons est donc justifiée dans ce domaine d'énergie. Pour de longues distances (basses énergies), la constante de couplage croît très fortement, donnant une explication au phénomène du confinement des quarks dans les hadrons. Le lagrangien de QCD garde encore ses secrets ; il n'existe pas encore de méthode analytique pour résoudre ces équations en toute généralité. Dans le domaine des hautes

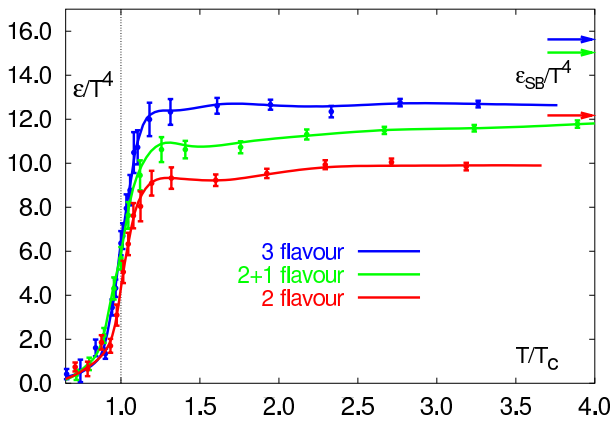


FIG. 1.2 – La transition de phase selon un calcul de QCD sur réseau ; évolution de la densité d'énergie en fonction de la température [3].

énergies, la faiblesse relative de la constante de couplage ( $\alpha_S(\mu = 2\text{GeV}) \sim 0,32$ ) permet des développements perturbatifs. Dans le cas le plus général (i.e. non-perturbatif) seules les méthodes numériques de calculs dites sur réseau (car les dimensions d'espaces et de temps sont discrétisées) permettent d'obtenir des résultats ab initio (masse du nucléon, spectroscopie des baryons, etc). La plus belle illustration de la possibilité de créer un plasma de quarks et de gluons est présentée sur la figure 1.2. Ce résultat d'un calcul de QCD sur réseau montre l'évolution de la densité d'énergie en fonction du rapport  $T/T_c$  où  $T_c$  est température critique de transition de phase. La transition vers une phase de PQG est prédite pour les valeurs  $T_c = 173 \pm 8 \text{ MeV}$  et  $\epsilon \approx (6 \pm 2)T^4$ . La densité d'énergie critique est donc  $\epsilon_c \approx 1 \text{ GeV/fm}^3$ , soit environ 8 fois la densité d'énergie de la matière nucléaire dans son état fondamental.

Le seul moyen d'atteindre les conditions thermodynamiques nécessaire au déconfinement nous est offert par les collisions d'ions lourds.

### 1.3 Une collision d'ions lourds ultra-relativiste

Après un temps de  $\sim 20 \text{ fm/c}$  suivant l'impact initial des ions, l'état final final de la réaction est atteint ; il s'agit donc de décrire la collision pendant cette durée afin de comprendre les différents processus physiques mis en jeu ( $1 \text{ fm/c} \sim 10^{-15} \text{ m}/3.10^8 \text{ m.s}^{-1} \sim 3.10^{-24} \text{ s}$ ). Il n'existe cependant pas de modèle capable de décrire la collision et le système qui en résulte d'un seul tenant. Notre meilleure description se base sur un découpage en tranches temporelles ; il peut paraître surprenant de fractionner un interval d'environ  $50.10^{-24} \text{ s}$  mais c'est bien ce qui est fait. Et cela fonctionne à la fois en termes d'observations et de prédictions. La figure 1.3 va nous servir d'illustration pour comprendre les différentes phases du système engendrés par la collision dans l'hypothèse de la création d'un PQG. Les caractéristiques de l'état et de l'évolution du système

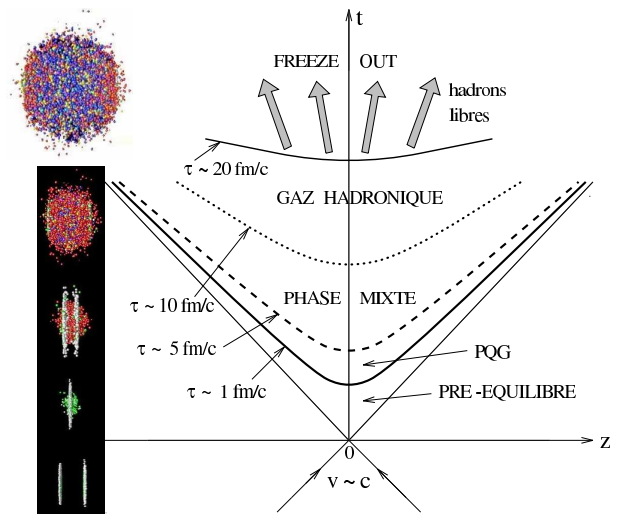


FIG. 1.3 – Représentation schématique de l'évolution du système créé par une collision d'ions lourds ultra-relativistes (voir texte).

sont représentées dans un diagramme (espace à une dimension : temps). Sur la partie gauche de la figure, une simulation montre schématiquement à quoi pourrait ressembler le système aux différents instants qui correspondent aux phases décrites sur la droite. Avant la collision ( $t < 0$ ), les noyaux, aplatis comme des crêpes dans la direction de propagation (contraction de Lorentz  $r_z \rightarrow r_z/\gamma$ ) convergent l'un vers l'autre à une vitesse proche de celle de la lumière (quantitativement,  $\beta = v/c \approx 0.999956$  pour les noyaux accélérés au RHIC 100 GeV/c par nucléon). Ensuite de multiples collisions inélastiques ( $t < 0.5 \text{ fm/c}$ ) vont "chauffer" la minuscule zone dans laquelle les noyaux se sont croisés et produire de nombreuses particules (quarks, gluons, photons). C'est l'énergie déposée dans ce faible volume qui va permettre de dépasser la densité d'énergie critique  $\epsilon_c$ . Très rapidement ( $t \sim 2 \text{ fm/c}$ ), le système crée se thermalise et peut dès lors être qualifié de plasma de quarks et de gluons ; ce PQG va survivre jusqu'à un temps compris entre  $10 \text{ fm/c} < t < 20 \text{ fm/c}$ . Ensuite le PQG va exploser, i.e. se détendre violemment et s'hadroniser. A cet instant, le système est un gaz chaud de hadrons qui va continuer à se refroidir et les interactions inélastiques vont s'arrêter ; c'est le gel chimique (*chemical freeze-out*). Finalement, la densité est si faible que les interactions élastiques cessent également, c'est le gel cinétique (*kinetic freeze-out*). Les particules entament dès lors leur trajet vers les détecteurs.

Pour chacune des étapes précédentes, il faut choisir les modèles capables de décrire au mieux l'état du système. Ainsi les processus (jets, production de quarks lourds, photons directs) qui prennent place pendant la phase initiale ( $t < 0.2 \text{ fm/c}$ ) sont très bien décrit par la QCD perturbative. La phase de PQG, est quant à elle, très bien décrite par les équations de l'hydrodynamiques.

## 1.4 Le PQG expérimentalement

Depuis près de 30 ans, les collisions d'ions lourds nous permettent d'étudier la matière nucléaire dans les conditions les plus extrêmes (voir Tab. 1.1). En variant l'énergie disponible dans le centre de masse de la collision ainsi que les systèmes (nombre atomique des espèces en collision et collisions asymétriques) il est possible de faire varier la densité d'énergie du système. Les

Machine (mode)	Espèces (dates)	$\sqrt{s_{NN}}$ (GeV) $\epsilon$ (GeV/fm <sup>3</sup> )
AGS (Cible fixe)	Au+Au (1986-1998)	4.8 $\sim 1.5$
SPS (Cible fixe)	Pb+Pb (1986-2003)	17,4 $\sim 3.5$
RHIC (Collisionneur)	Au+Au (2001-201 ?)	200 $\sim 5.5$
RHIC (Collisionneur)	Pb+Pb (2008-20 ? ?)	5500 $\sim 10$

TAB. 1.1 – Les principales machines qui ont accélérés des ions lourds à une énergie suffisante pour espérer produire un PQG.

valeurs de  $\epsilon$  dans le tableau proviennent d'une formule dont les hypothèses sont plus justes dans le cas du RHIC et du LHC. Les collisions produites à l'AGS, et encore plus au SPS, ont très probablement dépassé  $\epsilon_C$  mais cela reste plus difficile à estimer. Une des grandeurs clef pour estimer la densité d'énergie atteinte dans une collision d'ions lourds est le paramètre d'impact  $b$ , qui représente la distance entre les centres de noyaux dans le plan transverse à l'axe de propagation des noyaux. Cette distance permet, avec un modèle géométrique du noyau de calculer une surface transverse de recouvrement  $A_\perp$  (à  $b=0$ ,  $A_\perp$  est la surface d'un noyau). Considérons maintenant un nucléon localisé dans cette surface, il va de façon quasi certaine entrer en collision avec un nucléon de l'autre noyau (collision binaire); le nombre total de nucléons qui ont subi une interaction va donner le nombre de participants ( $N_{part}$ ). Chaque nucléon peut subir plusieurs collisions binaires; la somme de toutes les collisions binaires définit  $N_{bin}$  (ou  $N_{coll}$ ). Les nucléons situés hors de cette surface sont qualifiés de spectateurs. Prenons l'exemple d'une collision Au+Au une très centrale ( $b \leq 3$  fm) au RHIC; le nombre de nucléons participants est proche de 350. Quant au nombre de collisions binaires, il est estimé à 1200. La valeur de  $N_{coll}$  est primordiale quand on cherche à comparer une observable mesurée dans les collisions élémentaires p+p et dans les collisions A+A : c'est le *binary scaling*.

Une méthode "classique" pour déterminer la centralité consiste à mesurer l'énergie des neutrons spectateurs (qui poursuivent leur trajectoire rectiligne jusqu'à des calorimètres prévus à cet effet) que l'on corrèle à une mesure de multiplicité de particules chargées. Pour une collision très centrale, beaucoup d'énergie est libérée permettant la création de nombreuses particules. En revanche, l'énergie mesurée dans les calorimètres est

nulle car aucun nucléon n'a été un simple spectateur de la collision.

La méthode expérimentale pour étudier le PQG est simple et elle se base sur l'étude d'une observable physique dans plusieurs systèmes de collision. Si dans un premier temps nous fixons une énergie dans le centre de masse par nucléon, la méthode impose donc de :

- 1 choisir une observable en fonction d'arguments théoriques qui lui prédisent un comportement différent selon qu'il y ait eu ou non formation d'un PQG (signature du PQG),
- 2 mesurer cette observable dans les collisions élémentaires p+p,
- 3 mesurer cette observable dans les collisions p+A (ou entre noyaux légers); i.e. un système qui n'a pas pu former de PQG mais qui peut avoir une influence sur l'observable considérée. Ces effets sont qualifiés d'effets nucléaires froids,
- 3 mesurer cette observable dans les collisions A+A, et effectuer les comparaisons avec les mesures p+p et p+A (correctement renormalisés, e.g. *binary scaling*),
- 4 comparer ces mesures aux prédictions théoriques qui sont fréquemment affinées (et deviennent souvent des post-dictions),
- 5 conclure si les modèles théoriques incluant un scénario avec un PQG sont plus performants à reproduire les mesures expérimentales,
- 6 répéter les étapes précédentes avec autant d'observables possibles.

Dans un deuxième temps l'observable choisie peut être analysée en regard de résultats obtenus à d'autres énergies de collision (qui conditionne la densité d'énergie atteinte), nous permettant d'en déduire une fonction d'excitation.

La liste exhaustive des signatures du PQG est trop longue pour figurer dans cette introduction. En général, les signatures du PQG peuvent être séparées en trois catégories; celles qui sont sensibles, (1) au changement de l'équation d'état de la matière considérée (hadronique ou partonique), (2) à la restauration de la symétrie chirale ou (3) aux propriétés du milieu. Quelques unes, appartenant aux catégories (2) et (3) seront présentées dans les exposés de cette session. Les publications de synthèse du RHIC, les *White Papers* [5, 4, 6, 7] contiennent les résultats les plus marquants, avec leur évolution en fonction de différentes énergies de collision allant de l'AGS au RHIC.

D'un point de vue conceptuel, l'analyse des collisions d'ions lourds doit faire face aux problèmes suivants. Le temps de vie et la taille du système sont extrêmement réduits, cela rend difficile une description du système avec des grandeurs macroscopiques. Les signaux du QGP sont noyés dans les signaux de la phase hadronique plus étendue dans l'espace et le temps. Les signaux du QGP peuvent donc être détruits ultérieurement lors de la collision; d'où l'intérêt des signatures qui ne ré-interagissent pas dans la phase hadronique. Les mesures sont indirectes, i.e. les

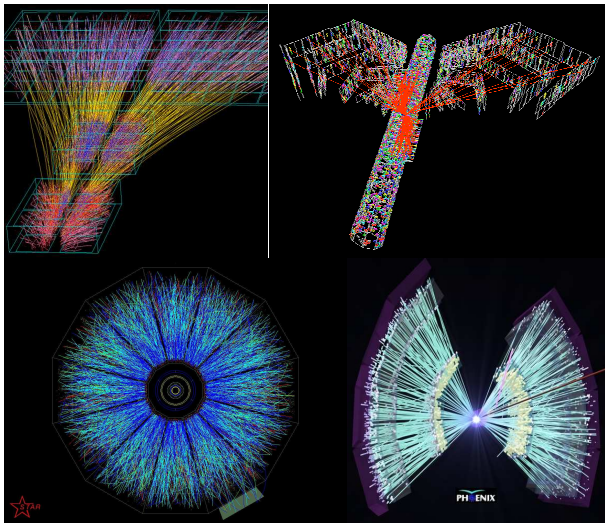


FIG. 1.4 – Des collisions d’ions lourds vues par 4 grands détecteurs de la Physique du PQG (NA49, PHOBOS, STAR et PHENIX).

particules vues par le détecteur sont des hadrons, et moyennées sur le temps d’évolution et d’expansion du système. Analyser des collisions d’ions lourds, c’est également travailler dans un environnement qui peut être qualifié d’hostile avec 100 à 30000 particules produites par collision. Les détecteurs de la physique des ions lourds doivent en conséquence être adaptés à la détection des particules dans des environnements très différents issus des collisions proton-proton, proton-noyau et noyau-noyau. Ce qui pose le problème délicat de construire des ensembles de détection de haute granularité, de faible longueur de radiation et pouvant être lus très rapidement. Si la multiplicité de particules chargées représente la contrainte expérimentale la plus forte sur les ensemble de détection, nous pouvons toujours nous réjouir des *Event Display* qui sont de plus en plus beaux et impressionnants. Je finirais donc cette introduction avec les belles images, quasi photographiques, de la figure 1.4.

Les exposés de cette session couvrent différentes signatures du Plasma de Quarks et de Gluons. Tout d’abord les actes de Catherine Sylvestre et d’Ermias Atomssa sont dédiés à l’analyse des données du RHIC avec le détecteur PHENIX pour l’étude la suppression du  $J/\Psi$  dans les collisions Au+Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. Cette signature, considérée comme la signature en or aux énergies SPS, est également observée au RHIC, cependant le facteur de suppression n’a pas encore dévoilé tout ses secrets. En ce qui concerne le futur (très proche) des collisions d’ions lourds avec le détecteur ALICE installé sur le grand collisionneur LHC, Hélène Ricaud présentera la physique de l’étrangeté et notamment les processus d’hadronisation en s’appuyant sur les rapports baryons/mésons. Zaida Conesa del Valle conclura cette session avec des simulations sur la production des bosons électrofaibles W et Z au LHC et leur intérêt dans les collisions proton-noyaux et noyaux-

noyaux.

## Références

- [1] E.V. Shuryak, Phys. Rept. 61 (1980) 71 ;
- [2] W.-M. Yao et al., Journal of Physics G 33, 1 (2006) ;
- [3] F. Karsch, Lect. Notes Phys. 583 (2002) 209 [arXiv :hep-lat/0106019] ;
- [4] STAR Collaboration Nucl. Phys. A 757 (2005) 102 [arXiv :nucl-ex/0501009] ;
- [5] PHENIX Collaboration Nucl. Phys. A 757 (2005) 184 [nucl-ex/0410003] ;
- [6] PHOBOS Collaboration Nucl. Phys. A 757 (2005) 28 ;
- [7] BRAHMS Collaboration Nucl. Phys. A 757 (2005) 1 [nucl-ex/0410020] ;